Ueber den Dopplereffekt beim Uebergang von der Resonanzfluoreszenz zur Spiegelung.

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Hohen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität
zu Göttingen

vorgelegt von

Wilhelm Rump
aus Bönnigsen.

Göttingen
1924

Referent: Prof. Dr. J. Franck
Tag der mündlichen Prüfung: 30. Juli 1924

Vorliegende Arbeit erschien in der Zeitschrift für Physik Band 29, Heft 3/4.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

ZEITSCHRIFT FÜR
PHYSIK

HERAUSGEGEBEN VON DER
DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT
ALS ERGÄNZUNG ZU IHREN „VERHANDLUNGEN"
UNTER DER REDAKTION VON

KARL SCHEEL

Sonderabdruck Band 29, Heft 3/4

W. Rump

Über den Dopplereffekt beim Übergang von der Resonanzfluoreszenz zur Spiegelung

FRIEDR. VIEWEG & SOHN AKT.-GES. BRAUNSCHWEIG
UND
JULIUS SPRINGER BERLIN

1924

Die

Zeitschrift für Physik

erscheint in zwanglosen Heften, deren sechs zu einem Bande vereinigt werden.

Die Zeitschrift für Physik ist durch jede Buchhandlung sowie durch die Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstr. 23/24 zu beziehen. Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft haben Anspruch auf einen Vorzugspreis bei unmittelbarem Bezuge vom Verlage.

Die Verfasser erhalten von Arbeiten bis zu $1^1/_2$ Druckbogen Umfang 100 Sonderabdrucke, von größeren Arbeiten 50 Sonderabdrucke kostenfrei, weitere gegen Berechnung.

Manuskriptsendungen sind zu richten an Herrn **Geh. Reg.-Rat Professor Dr. Karl Scheel, Berlin-Dahlem, Werderstr. 28.**

29. Band. **Inhalt.** **3/4. Heft.**

Seite

E. Grüneisen und E. Goens, Untersuchungen an Metallkristallen. III. Thermische Ausdehnung von Zink und Cadmium. Mit fünf Abbildungen. (Eingegangen am 4. September 1924) 141

F. Henning und W. Heuse, Über ein Mikropyrometer mit spektraler Zerlegung und die optisch beobachteten Schmelzpunkte einiger Platinmetalle. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.) Mit einer Abbildung. (Eingegangen am 23. September 1924) 157

Joseph Würschmidt, Die Bewertung der Güte von Dauermagneten. Mit sieben Abbildungen. (Eingegangen am 8. September 1924) 175

Alfred Coehn und Alfred Curs, Studien zur Berührungselektrizität: Die Ladung von Metallen gegen Dielektrika. Mit vier Abbildungen. (Eingegangen am 20. August 1924) 186

W. Rump, Über den Dopplereffekt beim Übergang von der Resonanzfluoreszenz zur Spiegelung. Mit dreiAbbildungen. (Eingegangen am 3. September 1924) 196

Rudolf Samuel, Über Ionisation von Kaliumdampf durch Licht. Mit zwei Abbildungen. (Eingegangen am 3. September 1924) 209

J. Frenkel, Beitrag zur Theorie der Metalle. (Eingegangen am 3. September 1924) 214

L. S. Ornstein und H. C. Burger, Nachschrift zu der Arbeit Intensität der Komponenten im Zeemaneffekt. (Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Utrecht.) (Eingegangen am 20. September 1924) 241

Verlag von Julius Springer in Berlin W 9

Zeemaneffekt

und Multiplettstruktur der Spektrallinien

Von

Dr. E. Back und **Prof. Dr. A. Landé**

Privatdozent an der Universität Tübingen — o. Professor an der Universität Tübingen

Mit 30 Textabbildungen und zwei Tafeln — Etwa zehn Bogen 14 × 22 cm — 1924 — Etwa 8 Goldmark, etwa 1,95 Dollar

(Erscheint im November als 1. Band der neuen Sammlung „Struktur der Materie" von Professor Dr. M. Born und Professor Dr. J. Franck)

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548128_0202

Über den Dopplereffekt beim Übergang von der Resonanzfluoreszenz zur Spiegelung[1]).

Von **W. Rump** in Göttingen.

Mit drei Abbildungen. (Eingegangen am 3. September 1924.)

Es wird nachgewiesen, daß bei der Resonanzfluoreszenz die reemittierte Linie eine größere Dopplerbreite hat als die einfallende Linie, wenn die sekundäre Resonanzlampe eine höhere Temperatur hat als die primäre Resonanzlampe. Bei der Spiegelung hingegen ist die reflektierte Strahlung nicht verbreitert, einerlei ob die Reflexion an einem Glas, Metall oder am Quecksilberdampf erfolgt. Die Untersuchung des Dopplereffektes gibt eine Möglichkeit, den Übergang von der Fluoreszenz zur Spiegelung direkt zu verfolgen.

Aus den Woodschen Versuchen über die Resonanzfluoreszenz des Quecksilbers[2]) ist bekannt, daß von dem Licht der Linie 2536,7 Å, wie sie die Quecksilberbogenlampe aussendet, von kaltem Hg-Dampf nur ein schmaler Streifen absorbiert wird. Dieses Licht wird von den absorbierenden Atomen bei niederen Drucken restlos nach allen Seiten wieder ausgestrahlt. Wie Wood ferner festgestellt hat, nimmt bei einer Steigerung des Druckes und der Temperatur die Stärke des reemittierten Lichtes zunächst zu, erreicht bei einem Druck, der einer Temperatur von etwa 100^0 entspricht, einen Maximalbetrag und geht bei noch höheren Drucken und entsprechenden Temperaturen wieder zurück. Dieser Gang ist als eine Überlagerung von zwei Effekten zu erklären. Einmal wird bei einer Drucksteigerung die Breite des absorbierten Streifens der einfallenden Spektrallinie vergrößert. So kann von den vorhandenen Atomen eine größere Lichtmenge aufgenommen und wieder ausgestrahlt werden. Infolge der Drucksteigerung des Quecksilberdampfes werden andererseits die freien Weglängen der Moleküle bedeutend geringer, so daß bei den zahlreicher erfolgenden Zusammenstößen der angeregten Atome viel häufiger auslöschende Stöße zweiter Art stattfinden können. Da die erregende Strahlung der Quecksilberlampe meist stark selbstumgekehrt ist, wird sich zunächst der erste Effekt in stärkerem Maße bemerkbar machen. Bei weiterer Steigerung des Druckes werden aber

[1]) Auszug aus der Göttinger Dissertation.

[2]) Wood, Phys. ZS. **10**, 425, 1909; **13**, 353, 1912. Phil. Mag. **23**, 689, 1912; **32**, 329, 1916.

die freien Weglängen der angeregten Atome sehr klein, so daß dann der zweite Effekt den ersten überwiegt, und bald keine merklichen Intensitäten mehr ausgestrahlt werden. Bei noch weiterer Erhöhung des Druckes erfolgt schließlich ein Wiederansteigen der Stärke des reemittierten Lichtes. Jetzt erhält man aber keine diffuse Fluoreszenz mehr, sondern eine regelmäßige optische Reflexion.

Auch aus Untersuchungen mit polarisiertem Licht geht hervor, daß bei niederen und hohen Drucken zwei verschiedene Effekte vorliegen. Regt man die Resonanzfluoreszenz mit linear polarisiertem Licht an, so ist bei niederen Drucken das reemittierte Licht zum großen Teil gleichfalls linear polarisiert. Beim Übergang zu höheren Drucken wird dann das Resonanzlicht depolarisiert. Bei der Spiegelung hingegen ist das reflektierte Licht bei Bestrahlung mit linear polarisiertem Licht, im allgemeinen elliptisch polarisiert, wie es die Fresnelschen Gleichungen der metallischen Reflexion verlangen.

Der grundlegende Unterschied zwischen den genannten Erscheinungen besteht in folgendem: Bei niederen Drucken, bei denen Fluoreszenz beobachtet wird, ist man berechtigt, anzunehmen, daß die einzelnen Atome bei der Absorption und Reemission des Lichtes voneinander praktisch unabhängig sind. Dagegen werden bei der Spiegelung eine große Zahl von Resonatoren durch die einfallende Welle gleichzeitig zu Schwingungen angeregt, die in fester Phasenbeziehung zu dem einfallenden Licht stehen. Von diesen Resonatoren wird dann das Licht in Kugelwellen wieder ausgesandt. Dabei sind die Wellen wegen der Phasenbeziehungen interferenzfähig. Deshalb entsteht überall dort durch Interferenz Dunkelheit, wo wir es nach den Gesetzen der Spiegelung erwarten, und nur der reflektierte Strahl bleibt ungeschwächt bestehen.

Die genannte Verschiedenheit der Prozesse der Fluoreszenz und Spiegelung läßt erwarten, daß bei geeigneter Anregung der Fluoreszenz eine Veränderung des reemittierten Lichtes durch den Dopplereffekt der ausstrahlenden einzelnen Atome eintreten kann, während bei der Spiegelung dieser Effekt wegfallen muß. Herr Dr. Waller in Upsala hat, angeregt durch den Plan dieser Untersuchung, diese qualitativen Überlegungen quantitativ rechnerisch behandelt. Das Resultat seiner Rechnung, das er uns in freundlicher Weise bekannt gegeben hat, zeigt, daß in der Tat mit wachsender Raumdichte der Resonatoren der Dopplereffekt sich wegmittelt und nur statistische Schwankungen einer größeren Zahl von benachbarten Resonatoren eine Änderung der Halbwertsbreite hervorrufen können.

Neben dieser auf klassischer Überlegung fußenden Betrachtung muß man neuerdings noch eine andere Überlegung berücksichtigen, nach der es möglich ist, daß auch bei der Spiegelung eine Änderung der Wellenlänge eintreten kann. Compton hat gezeigt, daß bei der Zerstreuung von Röntgenstrahlen an Elementen leichten Atomgewichtes mit locker gebundenen Elektronen eine Wellenlängenänderung eintritt. Nach Compton[1]) und Debye[2]) geht hierbei der Effekt so vor sich, daß bei der quantenhaften Zerstreuung von Röntgenlicht die Energie der einfallenden Welle zum Teil in kinetische Energie des zerstreuenden Elektrons verwandelt wird, während der Rest als Energie der zerstreuten Welle weitergeht. Nach dem Satz von der Erhaltung des Impulses teilt sich der Impuls der einfallenden Welle gleichfalls in die Impulskomponenten des Elektrons und der zerstreuten Welle. Bildet die Beobachtungsrichtung einen Winkel θ mit dem einfallenden Strahl, so beträgt die aus diesem Ansatz berechnete Änderung der Wellenlänge:

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{m \cdot c} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

oder nach Einsetzen der Werte für h, c und m für ein Elektron:

$$\Delta\lambda = 0{,}0484 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} \text{ Å}.$$

Im vorigen Jahre ist von Ross nachgewiesen, daß offenbar bei der Spiegelung von sichtbarem Licht an Metallen eine Wellenlängenänderung nicht vorliegt, die für das Vorhandensein von freien Elektronen sprechen würde. Bei der Reflexion von ultraviolettem Licht an einem Metalldampf sind naturgemäß erst recht keine freien Elektronen vorhanden, da die Frequenz des einfallenden Lichtes nicht groß genug ist, um das Gas zu ionisieren.

Die gleichen Überlegungen, wie sie Compton und Debye angestellt haben, gelten aber auch für die Zerstreuung des Lichtes an Atomen. Da jedoch das leichteste Atom, der Wasserstoff, schon 1800 mal schwerer ist als ein Elektron, muß der Effekt bei der Zerstreuung an Atomen nach der oben angegebenen Formel mindestens 1800 mal kleiner sein als bei der Zerstreuung an Elektronen. Man erhält so nur eine minimale Änderung der Wellenlänge von

$$\Delta\lambda = 3{,}2 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} \cdot 10^{-5} \text{ Å},$$

[1]) Vgl. Ross, Proc. Nat. Ac. of Sc. **9**, 246, 1923.
[2]) Debye, Phys. ZS. **24**, 161, 1923.

so daß ein solcher Effekt sich selbst beim Wasserstoff der Beobachtungsmöglichkeit entzieht.

Wenn so der eigentliche Comptoneffekt bei der Zerstreuung und Spiegelung von sichtbarem Licht keine Rolle spielen kann, so ist doch zu bedenken, daß prinzipiell bei der Rechnung, die diesem Effekt zugrunde liegt, die zerstreuende Wirkung der Elektronen und der Atome als unabhängige Elementarereignisse behandelt werden. Man könnte geneigt sein, auch bei der Spiegelung Ähnliches anzunehmen, wenngleich die Erscheinung der Interferenz, die in der Reflexion zum Ausdruck kommt, dann ganz unverständlich ist. Liegen aber solche, voneinander unabhängige Elementarereignisse vor, dann müßte der Dopplereffekt in gleicher Weise bei der Spiegelung wie bei der Fluoreszenz nachzuweisen sein.

Bevor die Versuchsanordnung beschrieben wird, mit deren Hilfe sich entscheiden läßt, ob solche unabhängige Erscheinungen vorliegen, seien noch einige weitere Überlegungen angeführt über die selektive Absorption, die zum Nachweis der Wellenlängenänderung benutzt werden soll, und über die Größe der durch den Dopplereffekt der leuchtenden Moleküle hervorgerufenen Änderung der Wellenlänge. Läßt man, wie schon eingangs beschrieben, das von der Hg-Lampe ausgehende Licht der Linie 2536,7 Å auf ein evakuiertes Quarzgefäß fallen, das nur einige Tropfen Quecksilber enthält, so wird dieses Gefäß selbst zu einer monochromatischen Lichtquelle, die nur die Linie 2536,7 aussendet. Die Halbwertsbreite dieser Linie ist vollkommen bestimmt durch die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der leuchtenden Quecksilberatome und stimmt überein, wie Malinowski[1]) nachgewiesen hat, mit der von Lord Rayleigh aus der Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle berechneten Halbwertsbreite. Hieraus kann man folgern, daß die Verbreiterung, die unter diesen Bedingungen durch Strahlungs- und Stoßdämpfung entsteht, klein ist gegenüber der durch den Dopplereffekt hervorgerufenen Breite der Linie. Mit anderen Worten bedeutet diese Tatsache, daß alle Hg-Atome nur auf einen äußerst schmalen Frequenzbereich ansprechen. Dieser Bereich stimmt überein mit der Frequenz, die ihnen bei ihrer Bewegung relativ zur primären Lichtquelle als ihre Ruhfrequenz erscheint. Lassen wir die von dieser Lichtquelle, die wir mit Wood als primäre Resonanzlampe (R_I) bezeichnen wollen, ausgehenden Strahlen auffallen auf ein zweites Resonanzgefäß (R_{II}), so werden auf den zentralen Teil der

[1]) Malinowski, Ann. d. Phys. **44**, 935, 1914.

Linie 2536,7 nur die Atome in der sekundären Resonanzlampe ansprechen können, die keine Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Normalen der einfallenden Welle haben. Betrachtet man jetzt R_{II} unter einem Winkel von 90° zur Richtung der erregenden Strahlung, so werden die Atome, die den Kern der Linie absorbiert haben, in der Blickrichtung alle möglichen Geschwindigkeitskomponenten besitzen. Bei Anregung der Fluoreszenz mit einer unendlich schmalen Linie erhält man demnach bei einer Betrachtung von der Seite eine Spektrallinie mit der vollen Dopplerverbreiterung. Die gleiche Überlegung gilt in ähnlicher Weise für jeden Bereich der anregenden Linie. Nur ist zu bedenken, daß, je größer der Abstand der erregenden Frequenz von dem Kern der Linie ist, um so weniger Atome vorhanden sein werden, welche die betreffende Frequenz als ihre Ruhfrequenz ansehen, da die großen Geschwindigkeitskomponenten in Richtung der Wellennormalen, welche die Moleküle haben müssen, um diese Frequenzen absorbieren zu können, relativ selten sind. Deshalb werden bei der Resonanzfluoreszenz die Strahlen, die in Richtung der einfallenden Welle zurückgesandt werden, eine geringere Halbwertsbreite aufweisen als die einfallende Linie. Wie aus obigen Überlegungen hervorgeht, hat die Intensitätsverteilung des einfallenden primären Resonanzlichtes nur Einfluß auf die Stärke der in R_{II} angeregten sekundären Resonanz, nicht aber auf die Halbwertsbreite derselben, die nur abhängig ist von der mittleren Geschwindigkeit der Moleküle in R_{II} und dem Winkel zwischen dem einfallenden Strahl und der Beobachtungsrichtung. Läßt man das von R_I ausgehende Licht durch ein Absorptionsgefäß gehen, das Quecksilberdampf gleichen Druckes und gleicher Temperatur enthält wie die primäre Resonanzlampe, bevor es auf R_{II} fällt, so wird die Intensität des Lichtes, das durch das Absorptionsgefäß hindurchgegangen ist, wesentlich geschwächt. Gleichzeitig erhält man wegen der selektiven Absorption eine Veränderung der Intensitätsverteilung. Da die Ränder wesentlich schlechter absorbiert werden als die Mitte, so erhält man für die Verteilung der Intensität statt der Glockenform, die der Verteilung des von R_I ausgehenden Lichtes entspricht, eine typisch selbstumgekehrte Linie. Malinowski[1]) hat die Intensitätsverteilung der Resonanzlinie, die durch ein Absorptionsgefäß hindurchgegangen ist, berechnet und aus seiner Rechnung das anschauliche Bild der Fig. 1 für das Absorptionsvermögen des Quecksilberdampfes erhalten. Hierin sind dargestellt: die Intensitätsverteilung der Resonanzlinie (Kurve I) und die Intensitäts-

[1]) l. c.

verteilung des Resonanzlichtes nach dem Durchgang durch eine bei Zimmertemperatur gesättigte Quecksilberdampfschicht von 0,5 cm (Kurve II), 1 cm (Kurve III) und 2 cm Dicke (Kurve IV).

Wie schon erwähnt, ist die Breite des von R_{II} ausgehenden Lichtes nur abhängig von der mittleren Geschwindigkeit der Hg-Atome in R_{II}. Für die Halbwertsbreite einer Spektrallinie, deren Breite nur bedingt ist durch den Dopplereffekt der leuchtenden Moleküle, hat Lord Rayleigh folgende Formel aufgestellt:

$$\Delta\lambda = 3{,}581 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda_0 \cdot \sqrt{\frac{T}{m}}.$$

Hierin ist T die absolute Temperatur und m das Molekulargewicht des leuchtendes Gases. Es verhalten sich demnach die Halbwertsbreiten der von einer Resonanzlampe bei verschiedenen Temperaturen ausgehenden Spektrallinien wie die Wurzeln aus den absoluten Temperaturen:

$$\frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda_2} = \sqrt{\frac{T_1}{T_2}}.$$

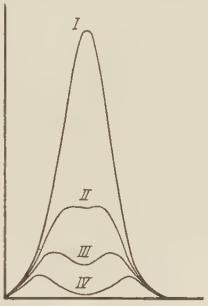

Fig. 1.

Die folgende Tabelle 1 gibt eine Übersicht über die aus dieser Formel berechnete Halbwertsbreite der von R_{II} ausgehenden Resonanzlinie bei verschiedenen Temperaturen wieder. In der ersten Spalte steht die Temperatur (t) in Graden nach Celsius, in der zweiten die Halbwertsbreite ($\Delta\lambda$) und in der dritten das Verhältnis der Halbwertsbreite bei der betreffenden Temperatur zu der bei Zimmertemperatur $\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{20}}\right)$.

Tabelle 1.

t	$\Delta\lambda$	$\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{20}}$
20°	1,1 . 10^{-3} Å	1,
100	1,24 . 10^{-3}	1,128
200	1,4 . 10^{-3}	1,271
300	1,54 . 10^{-3}	1,398
400	1,67 . 10^{-3}	1,516
500	1,79 . 10^{-3}	1,624
20 (Al)	2,99 . 10^{-3}	2,722

In der letzten Zeile obiger Tabelle befinden sich noch Angaben über die Breite, welche die Linie 2536,7 haben würde, wenn sie von Aluminium-

Atomen gestreut wird, wobei die Voraussetzung gemacht ist, daß die Al-Atome sich bei der Zerstreuung nicht gegenseitig beeinflussen und der Al-Dampf Zimmertemperatur hat.

Wie aus obiger Tabelle hervorgeht, ist die Änderung der Wellenlänge zwar nur gering, aber doch nachweisbar, wenn man als Spektralapparat hohen Auflösungsvermögens das Absorptionsgefäß benutzt und empfindliche Photometer verwendet. Setzt man in den Strahlengang hinter R_{II} ein Absorptionsgefäß, so muß sich das Verhältnis der von R_{II} ausgehenden Intensität der Resonanzstrahlung zu der durch das Absorptionsgefäß hindurchgegangenen Lichtstärke mit wachsender Temperatur in R_{II} stetig verkleinern. Anstatt die Intensität des von R_{II} ausgehenden Lichtes ohne und mit Absorptionsgefäß zu messen, kann man auch so verfahren, daß man das Absorptionsgefäß abwechselnd vor und hinter

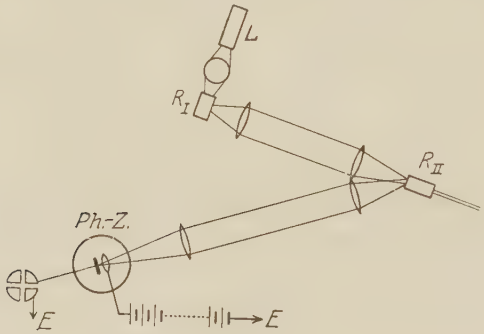

Fig. 2.

die sekundäre Resonanzlampe setzt, die so erhaltenen Lichtstärken mißt und diese relativen Maßzahlen miteinander vergleicht.

Nach diesen Vorbemerkungen mag die Versuchsanordnung (vgl. Fig. 2) beschrieben werden, die geeignet erschien, die erwähnte Änderung der Halbwertsbreite festzustellen. Der Lichtbogen einer wassergekühlten Quarzquecksilberbogenlampe (L) wird durch ein schwaches Magnetfeld an die vordere Wandung der Lampe gedrückt, und diese Stelle der Lampe durch eine Quarzkugel auf die Vorderfläche der primären Resonanzlampe (R_I) abgebildet. Das von R_I ausgehende Licht wird zunächst durch eine Quarzlinse parallel gemacht und durch eine weitere Quarzlinse auf die sekundäre Resonanzlampe (R_{II}) geworfen. Das Licht der sekundären Resonanzlampe wird gleichfalls zunächst parallel gemacht und alsdann auf die lichtempfindliche Platte einer Photozelle (Ph. Z.) fokussiert. Ein Absorptionsgefäß konnte abwechselnd in den parallelen

Strahlengang vor und hinter R_{II} gestellt werden. Die benutzte Photozelle hatte als lichtempfindliche Schicht eine Magnaliumplatte, die in einer Wasserstoffatmosphäre von 12 bis 20 cm Quecksilberdruck stand. Der von dem auffallenden Licht ausgelöste Photostrom wurde durch Stoßionisation verstärkt. Die an dem Anodenring angelegten Spannungen schwankten zwischen 1200 und 2000 Volt, je nach dem Wasserstoffdruck und dem Grade der gewünschten Verstärkung des Photostromes. Die Kathode war mit einem Quadrantenpaar eines Quadrantelektrometers verbunden. Gemessen wurde die Aufladezeit zwischen zwei festen Marken und diese umgekehrt proportional der Intensität gesetzt.

Die Stärke des Photostromes war größeren Schwankungen unterworfen, als man es nach dem ruhigen Brennen der Hg-Lampe erwarten sollte; das hat offenbar seinen Grund in den Veränderungen in der Intensitätsverteilung der von der Lampe ausgehenden Linie 2536.7 Å.

Um das Ergebnis der Messungen möglichst unabhängig zu machen von den Intensitätsschwankungen der Quecksilberlampe und den Ermüdungserscheinungen der Photozelle, brannte die Lampe vor jeder Versuchsreihe erst längere Zeit; gleichzeitig unterlag die Photozelle einer Vorbelichtung. Eine ausgearbeitete Nullmethode, bei welcher der Einfluß dieser Schwankungen ausgeschaltet wurde, mußte wegen zu geringer Empfindlichkeit wieder aufgegeben werden.

Bezeichnet man mit J_1 die Intensität des in die Photozelle fallenden Lichtes und mit t_1 die Aufladezeit des Elektrometers, wenn das Absorptionsgefäß vor R_{II} steht, mit J_2 bzw. t_2 die entsprechenden Größen, wenn das Absorptionsgefäß hinter R_{II} steht, so wurden Meßreihen von ungefähr 20 Messungen durchgeführt, bei denen abwechselnd J_1 und J_2 gemessen wurden. Die aus diesen Meßreihen gebildeten Mittelwerte sind in den Tabellen angegeben.

Es war zunächst festzustellen, ob sich mit der beschriebenen Anordnung eine Änderung der Halbwertsbreite des zerstreuten Lichtes feststellen läßt, wenn man lediglich die Temperatur der zerstreuenden Quecksilberatome erhöht, ohne gleichzeitig den Druck in R_{II} zu vergrößern. In der folgenden Tabelle 2 sind die Ergebnisse der zu diesem Zweck gemachten Meßreihen übersichtlich zusammengestellt.

Aus der Tabelle geht hervor, daß mit wachsender Temperatur der zerstreuenden Resonatoren das Verhältnis $J_1 : J_2$ immer kleiner wird, d. h. die Halbwertsbreite des zerstreuten Lichtes wächst. Damit ist bewiesen, daß die Halbwertsbreite des zerstreuten Lichtes abhängig ist von der Wärmebewegung der zerstreuenden Resonatoren.

Zu diesen Messungen ist noch zu bemerken, daß sie, besonders bei den höheren Temperaturen, wegen der Länge der Beobachtungsdauer und der in diesen Zeiten nicht zu vermeidenden Schwankungen in der Intensität der Quecksilberlampe, nicht als quantitative, sondern nur als qualitative

Tabelle 2.

Temperatur in R_{II}	t_1 Sek.	t_2 Sek.	$J_1 : J_2$
20°	81,5	40,8	100 : 199
200	82,9	36,2	100 : 229
330	84,1	35,9	100 : 234

Messungen zu bewerten sind. Überraschend ist der große Intensitätsunterschied zwischen J_1 und J_2 bei Zimmertemperatur, dessen Erklärung sich aber zwanglos aus der selektiven Absorption ergibt. Würden von R_{II} die auffallenden Frequenzen alle in gleicher Stärke zerstreut, d. h. hat man ein für alle betrachteten Wellenlängen gleichmäßig dispergierendes Medium, so müßte die Intensität des in die Photozelle fallenden Lichtes unabhängig von der Stellung des Absorptionsgefäßes sein. Infolge der selektiven Absorption wird aber das von R_{II} ausgehende Licht relativ zur einfallenden Intensität schwach sein, wenn das eingestrahlte Licht durch ein Absorptionsgefäß hindurchgegangen ist und demnach nur aus den wenig absorbierbaren Rändern der Linie 2536,7 Å besteht. Dagegen wird das von R_{II} reemittierte Licht relativ stark sein zur einfallenden Welle, wenn diese nicht selbstumgekehrt ist. Hieraus geht hervor, daß die Reihenfolge der Operationen Absorption und sekundäre Resonanz nicht ohne Einfluß auf die Stärke des in die Photozelle fallenden Lichtes ist.

Nachdem so festgestellt ist, daß bei der Zerstreuung der Linie 2536,7 Å an schnellen Hg-Atomen die zerstreute Welle eine größere Dopplerbreite hat als die einfallende Linie, wäre zunächst zu untersuchen, ob auch bei der Spiegelung an einem Metall leichten Atomgewichts eine Frequenzänderung eintritt, d. h. die einzelnen Atome auch bei der gewöhnlichen metallischen Reflexion voneinander unabhängig sind. An die Stelle von R_{II} trat deshalb bei dem folgenden Versuch ein sorgfältig polierter Magnaliumspiegel (90 Proz. Al und 10 Proz. Mg). Wie aus Tabelle 1 hervorgeht, muß sich der Einfluß der leichten Al-Atome auf die Halbwertsbreite des reflektierten Lichtes bedeutend leichter nachweisen lassen als eine Temperaturerhöhung in R_{II}, falls die Atome bei der Reflexion praktisch

unabhängig voneinander sind. Die mit dem Magnaliumspiegel ausgeführten Versuche ergaben folgendes Resultat:

$$J_1 : J_2 = 25{,}3 : 25{,}45$$

oder J_2 ist 0,6 Proz. größer als J_1, d. h. J_1 und J_2 sind innerhalb der Meßgenauigkeit gleich. Hieraus geht deutlich hervor, daß in diesem Fall keine Verbreiterung der gespiegelten Linie vorliegt. Das gleiche Resultat wurde bei der Reflexion an einer Glasplatte erhalten.

So entsteht weiter die Frage: Ist vielleicht bei der Spiegelung der Resonanzlinie am Quecksilberdampf eine Änderung der Halbwertsbreite zu erwarten? Um diese Frage zu klären und um zu sehen, ob sich vielleicht ein allmählicher Übergang von der Resonanzfluoreszenz zur Spiegelung nachweisen läßt, wurde als sekundäre Resonanzlampe ein dickwandiger Quarzkolben mit prismatischer Vorderfläche benutzt (vgl. Fig. 3). Dabei wurde das von der äußeren prismatischen Oberfläche reflektierte Bild abgeblendet, und nur das von der inneren Oberfläche reflektierte Bild gelangte in die Photozelle. Der Kolben konnte zur Erhöhung des Dampfdruckes in einem elektrischen Ofen erhitzt werden; die Temperatur wurde mit einem Thermoelement gemessen. Die folgende Tabelle 3 gibt das Ergebnis dieser Meßreihen übersichtlich geordnet wieder.

Fig. 3.

Tabelle 3.

Temperatur des Quarzkolbens	Dampfdruck in mm Hg	$J_1 : J_2$	Bemerkungen
20°	0,0013	42,2 : 45,2	J_2 ist 7,1 Proz. $> J_1$
70	0,05	58,8 : 63,2	J_2 „ 7,6 „ $> J_1$
105	0,36	49,7 : 53,5	J_2 „ 7,7 „ $> J_1$
135	1,5	53,0 : 57,6	J_2 „ 8,7 „ $> J_1$
150	2,8	43,1 : 48,7	J_2 „ 12,9 „ $> J_1$
190	12,4	54,4 : 57,6	J_2 „ 5,9 „ $> J_1$
240	56,6	78,9 : 80,7	J_2 „ 2,3 „ $> J_1$
300	245,8	69,3 : 70,2	J_2 „ 1,3 „ $> J_1$
350	669,8	56,3 : 56,6	J_2 „ 0,5 „ $> J_1$
500	8 Atm.	49,7 : 49,5	J_1 „ 0,4 „ $> J_2$

Zunächst fällt auf, daß das Verhältnis $J_1 : J_2$ hier viel größer ist als bei den vorigen Versuchen mit sekundärer Resonanz. Dort verhielt sich $J_1 : J_2$ wie 1 : 2 bei Zimmertemperatur und hier bei derselben Temperatur wie 1 : 1,07. Das ist darauf zurückzuführen, daß hier außer der sekundären Resonanz noch das von der inneren prismatischen Oberfläche des Quarzkolbens reflektierte Bild in die Photozelle fällt, das den

Hauptanteil an der Intensität liefert. Dieser Umstand läßt sich nicht vermeiden, wenn man den Übergang von der Fluoreszenz zur Spiegelung beobachten will, da das Gefäß so gestellt werden muß, daß das reflektierte Licht in die Photozelle hineinkommt; während bei der Fluoreszenz die Stellung der sekundären Resonanzlampe beliebig war, ist sie bei der Spiegelung vorgeschrieben. Aus der Tabelle 3 geht hervor, daß bei niederen Drucken und Temperaturen das Verhältnis $J_1 : J_2$ zunächst kleiner wird bei steigender Temperatur, d. h. die Halbwertsbreite der Linie 2536,7 wird vergrößert. Bei ungefähr 150° haben wir dann einen Wendepunkt. Von hier ab wird das Verhältnis immer größer und nähert sich dem Betrage 1; d. h. oberhalb 150° nimmt die Halbwertsbreite des von R_{II} ausgehenden Lichtes bei steigender Temperatur wieder ab. Zur Erklärung dieser Tatsache könnte man die Woodsche[1]) Arbeit heranziehen. Wood hat festgestellt, daß die Intensität der Resonanzfluoreszenz bei ungefähr 100° ein Maximum besitzt und dann stark abnimmt. Bezeichnet man den Maximalbetrag mit 1, so erhält er die Intensität $^1/_2$ bei 150°, $^1/_4$ bei 200° und $^1/_{10}$ bei 250°. Diese Aufnahmen hat Wood in einer Richtung gemacht, bei der das von den Quarzplatten reflektierte Licht nicht in die photographische Kamera kam. Hiernach könnte man zur Erklärung der Annäherung des Verhältnisses $J_1 : J_2$ zum Betrage 1 annehmen, daß die Intensität des durch den Dopplereffekt verbreiterten Resonanzlichtes stark abnimmt im Verhältnis zu dem an der inneren Quarzoberfläche reflektierten Licht, das in seiner Stärke unabhängig von der Temperatur ist; denn dieses wird, wie aus den Versuchen über die Spiegelung hervorgeht, nicht verbreitert.

Daß aber diese Abnahme der Intensität des von R_{II} reemittierten Lichtes nicht den Grund liefert für die Abnahme der Halbwertsbreite, sondern daß es sich wirklich um den Übergang von der Resonanzfluoreszenz zur Spiegelung handelt, mag aus folgender Tabelle 4 hervorgehen, bei der die Intensität des von R_{II} ausgehenden Lichtes in der Reflexionsrichtung gemessen wurde.

Die Tabelle zeigt, daß in der Reflexionsrichtung die Intensität nicht ab-, sondern zunimmt. Würde man den Anteil an der Intensität, der von der inneren Quarzoberfläche reflektiert wird, von obigen Zahlen subtrahieren, also nur den Anteil betrachten, der von dem Hg-Dampf allein herrührt, so wäre der Anstieg noch viel größer, als ihn die relativen Maßzahlen der Tabelle erkennen lassen. Wenn sich aber trotzdem das Verhältnis

[1]) l. c.

von $J_1 : J_2$ in Tabelle 3 der 1 nähert, so sehen wir, daß auch bei der Spiegelung am Quecksilberdampf keine Verbreiterung der Linie erfolgt, und daß man aus der Abnahme der Halbwertsbreite mit wachsendem Druck trotz steigender Temperatur den Übergang von der Fluoreszenz zur Spiegelung verfolgen kann. Die in obiger Tabelle festgestellte langsame Steigerung der Intensität des reflektierten Lichtes läßt sich

Tabelle 4.

Temperatur des Quarzkolbens	Drucke in mm Hg	Aufladezeit in Sekunden	Relative Maßzahl für die Intensität
150°	2,8	85,8	100
210	23,6	81,4	105
260	95,9	80,8	106
300	245,8	71,0	121
360	802,6	59,4	144
400	1566	46,4	185
440	2827	30,0	286
490	7 Atm.	12,0	717
520	10 „	9,0	956

auch aus den Woodschen Photographien[1]) entnehmen, die er gemacht hat, um das Einsetzen der Reflexion zu studieren. Dabei geht aus den Reproduktionen seiner Aufnahmen deutlich hervor, daß das von der inneren Oberfläche seines Kolbens reflektierte Bild lichtschwächer ist als das bei 210°, dieses wieder schwächer als das bei 235° und dieses erheblich schwächer als das bei 279° reflektierte Bild, während die Intensität des an der äußeren Oberfläche reflektierten Bildes konstant bleibt. Wood hat daraus gefolgert, daß das Reflexionsvermögen erst bei dem stärkeren Anstieg, also bei ungefähr 279° beginnt. Dagegen schließen wir aus seinen Bildern und unseren Versuchen, daß die Spiegelung schon bei Drucken einsetzt, die viel geringeren Temperaturen entsprechen.

Zusammenfassung.

Wie aus den oben angeführten Versuchen hervorgeht, wird bei der diffusen Zerstreuung einer scharfen Spektrallinie an einem Gas die Halbwertsbreite dieser Linie durch die zerstreuenden Moleküle verändert. Bei der Reflexion dagegen, einerlei ob sie an einem festen oder an einem gasförmigen Spiegel erfolgt, ist eine solche Änderung der Wellenlänge nicht festzustellen. Daraus folgt, das bei der diffusen Zerstreuung an einem

[1]) l. c.

Gas die zerstreuenden Moleküle praktisch unabhängig voneinander sind. Bei der Spiegelung hingegen folgt aus dem Ausbleiben einer Änderung der Wellenlänge, daß bei der Reflexion die Wirkung der einzelnen Moleküle nicht durch voneinander unabhängige Elementarereignisse dargestellt werden kann. Ferner kann man den Übergang von der Resonanzfluoreszenz zur Spiegelung mit wachsender Zahl der Moleküle verfolgen durch die Abnahme des Dopplereffektes trotz wachsender Temperatur in der sekundären Resonanzlampe.

Ein Teil der in dieser Arbeit benutzten Apparate ist aus Mitteln angeschafft worden, die dem Institut vom Elektrophysik-Ausschuß zur Verfügung gestellt waren; hierfür erlauben wir uns, unseren besten Dank auszusprechen.

Vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Göttingen auf Anregung von Herrn Prof. Dr. J. Franck ausgeführt, dem ich auch an dieser Stelle meinen besonderen Dank aussprechen möchte.

Göttingen, II. Physikalisches Institut.

Verlag von Julius Springer in Berlin W 9

Moderne Metallkunde in Theorie und Praxis. Von **J. Czochralski,** Oberingenieur. 305 Seiten mit 298 Textabbildungen. 1924. Geb. 12 Goldmark / 2,85 Dollar.

Lagermetalle und ihre technologische Bewertung. Ein Hand- und Hilfsbuch für den Betriebs-, Konstruktions- und Materialprüfungsingenieur. Von **J. Czochralski,** Oberingenieur und Dr.-Ing. **G. Welter.** Zweite verbesserte Auflage. 123 Seiten mit 135 Abbildungen. 1924. Geb. 4,50 Goldmark / 1,10 Dollar.

Die Theorie der Eisen-Kohlenstoff-Legierungen. Studien über das Erstarrungs- und Umwandlungsschaubild nebst einem Anhang **Kaltrecken und Glühen nach dem Kaltrecken** von **E. Heyn,** weiland Direktor des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Metallforschung. Herausgegeben von Prof. Dipl.-Ing. **E. Wetzel.** 193 Seiten mit 103 Textabbildungen und 16 Tafeln. 1924. Geb. 12 Goldmark / 2,90 Dollar.

Die Verfestigung der Metalle durch mechanische Beanspruchung. Die bestehenden Hypothesen und ihre Diskussion. Von Prof. Dr. **H. W. Fraenkel,** Privatdozent an der Universität Frankfurt a. M. 51 Seiten mit neun Textfiguren und zwei Tafeln. 1920. 1,80 Goldmark / 0,45 Dollar.

Mechanische Technologie der Metalle in Frage und Antwort. Von Dr.-Ing. **E. Sachsenberg,** o. Prof. an der Technischen Hochschule Dresden. 226 Seiten mit zahlreichen Abbildungen. 1924. 6 Goldmark; geb. 6,80 Goldmark / 1,45 Dollar; geb. 1,65 Dollar.

Metallurgische Berechnungen. Praktische Anwendung thermochemischer Rechenweise für Zwecke der Feuerungskunde, der Metallurgie des Eisens und anderer Metalle. Von Ph. D., A. C., **W. Joseph Richards,** Prof. der Metallurgie an der Lehigh Universität. Autorisierte Übersetzung nach der zweiten Auflage von Prof. Dr. Bernhard Neumann, Darmstadt, Dr.-Ing. Peter Brodal, Christiania. Neudruck 1920. 614 Seiten. Geb. 24 Goldmark / 5,75 Dollar.

Hilfsbuch für Metalltechniker. Einführung in die neuzeitliche Metall- und Legierungskunde, erprobte Arbeitsverfahren und Vorschriften für die Werkstätten der Metalltechniker, Oberflächenveredelungsarbeiten u. a. nebst wissenschaftlichen Erläuterungen. Von Chemiker **Georg Buchner** in München. Dritte, neubearbeitete und erweiterte Auflage. 410 Seiten mit 14 Textabbildungen. 1923. Geb. 12 Goldmark / 2,90 Dollar.

Metallfärbung. Die wichtigsten Verfahren zur Oberflächenfärbung von Metallgegenständen. Von **Hugo Krause,** Ing.-Chemiker, Lehrer an der staatl. Fachschule für Metallindustrie, Iserlohn. 210 Seiten. 1922. Geb. 7,50 Goldmark / 1,80 Dollar.

Verlag von Julius Springer in Berlin W 9

Vor kurzem erschien:

Methoden der mathematischen Physik

Von

R. Courant
ord. Professor der Mathematik an der Universität Göttingen

und

D. Hilbert
Geh. Reg.-Rat, ord. Professor der Mathematik an der Universität Göttingen

I. Band

463 Seiten mit 29 Abbildungen. 1924

22.50 Goldmark; gebunden 24 Goldmark / 5.40 Dollar; gebunden 5.75 Dollar

(Band XII der Grundlehren der mathematischen Wissenschaften in Einzeldarstellungen mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungsgebiete. Gemeinsam mit W. Blaschke-Hamburg, M. Born-Göttingen, C. Runge-Göttingen herausgegeben von R. Courant-Göttingen.)

Dieser Band, der aus Göttinger Universitätsvorlesungen entstanden ist, behandelt die wichtigsten Methoden, besonders der klassischen mathematischen Physik in einer neuartigen, auf möglichste Einfachheit abzielenden Darstellung. Hierbei werden viele, bisher nur in Originalabhandlungen vorhandene und schwer zugängliche Gedankengänge zum ersten Male für einen weiteren Kreis dargelegt. Der vorliegende erste Teil enthält eine kurze Theorie der quadratischen Formen, die Lehre von den Reihenentwicklungen willkürlicher Funktionen, die Theorie der linearen Integralgleichungen, die Grundlehren der Variationsrechnung, die Lehre von den Eigenschwingungen und die Theorie spezieller Funktionen, z. B. der Besselschen Funktionen. Fast überall in der Durchführung sind neue, besonders einfache Wege beschritten.

Der zweite Band wird in kurzem erscheinen.

Er wird allgemeine Ausführungen über partielle Differentialgleichungen, besonders über die klassischen Differentialgleichungen der Physik, und ein ausführliches Kapitel über die direkten Methoden der Variationsrechnung und die Hamilton-Jakobische Theorie nebst ihrer Anwendung auf die Quantentheorie enthalten.

Lebenslauf.

Am 28. Dezember 1893 wurde ich geboren zu Bönnigsen als Sohn des Stadtbauführers C. Rump und seiner Ehefrau Sophie, geb. Haller. Meine Vorbildung erhielt ich zunächst auf der Volksschule und danach auf der Humboldt-Oberrealschule zu Essen, an der ich Ostern 1914 die Reifeprüfung bestand. Im Sommer-Semester 1914 besuchte ich die Theologische Schule zu Bethel. Nach Ausbruch des Krieges trat ich im November 1914 in das Heer ein, aus dem ich im Dezember 1918 als Leutnant der Reserve entlassen wurde. Danach studierte ich im 1. Zwischen-Semester 1919 in Münster, vom Sommer-Semester 1919 bis zum Winter-Semester 1919/20 in Hannover und vom Winter-Semester 1920/21 bis zum Sommer-Semester 1924 in Göttingen Physik, Chemie und Mathematik. Allen meinen verehrten Lehrern, deren Vorlesungen, Seminare und Praktika ich besuchte, insbesondere aber Herrn Prof. Dr. J. Franck bin ich zu großem Dank verpflichtet.